

10. Девлин, С. С. Свойства переноса. Физика и химия соединений АПВIV [Текст] / С. С. Девлин; пер. с англ.; под ред. С. А. Медведева. – М.: Мир, 1970. – С. 418–624.
11. Парфенюк, О. А. Рівноважні властивості напівізолюючих кристалів CdTe:V [Текст] / О. А. Парфенюк, М. І. Ілащук, К. С. Ульяницький, І. В. Ніколаєвич // ФІЗ. І ХІМ. ТВ. ТІЛА. – 2006. – Т. 7, № 2. – С. 540–545.

У статті представлено результати експериментальних та теоретичних досліджень синтезованих золотих нанострижнів з подальшою метою їх легуванням у холестеричні рідкі кристали з метою створення активних матеріалів первинних перетворювачів оптичних сенсорів газу. Визначено нелінійні коефіцієнти поглинання та показники заломлення при дії лазерного випромінювання низької потужності

Ключові слова: золоті нанострижні, нелінійні коефіцієнти, холестеричні рідкі кристали, оптичні сенсори газу

В статье представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований синтезированных золотых наностержней с дальнейшей целью их легирования в холестерические жидкие кристаллы с целью создание активных материалов первичных преобразователей для оптических сенсоров газа. Определены нелинейные коэффициенты поглощения и показатели преломления при воздействии лазерного излучения низкой мощности

Ключевые слова: золотые наностержни, нелинейные коэффициенты, холестерические жидкие кристаллы, оптические сенсоры

УДК 532.783

DOI: 10.15587/1729-4061.2014.31875

ДОСЛІДЖЕННЯ ЯВИЩА ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСУ В МЕТАЛЕВИХ НАНОЧАСТИНКАХ ПРИ НИЗЬКОІНТЕНСИВНОМУ ЗБУДЖЕННІ

З. М. Микитюк

Доктор фізико-математичних наук, професор*

E-mail: zmykytyuk@polynet.lviv.ua

О. Є. Сушинський

Кандидат фізико-математичних наук, доцент*

E-mail: orestsy@yahoo.com

М. В. Вісьтак

Кандидат фізико-математичних наук, доцент

Кафедра біофізики

Львівський національний медичний

університет ім. Д. Галицького

вул. Пекарська, 69, м. Львів, Україна, 79010

E-mail: vistak_maria@ukr.net

В. С. Петришак

Аспірант*

E-mail: vasympetryshak@gmail.com

Т. В. Пристай

Аспірант*

E-mail: taraslnu@gmail.com

*Кафедра електронних приладів

Національний університет "Львівська політехніка"

вул. С. Бандери, 12, м. Львів, Україна, 79013

1. Вступ

Одним із пріоритетних напрямків органічної електроніки є рідкокристалічна електроніка, яка базується на використанні електрооптичних ефектів у рідких кристалах (РК), покладених в основу створення елементів, пристроїв електронної техніки, а саме дисплеїв, сенсорів, елементів інтегральної оптики, лазерів, модуляторів, оптоелектронних систем і т.п. Доповнюють цей напрямок досягнення в наноелектроніці, а саме, створення нанорозмірних частинок (НРЧ) та модифікація ними рідкокристалічних матеріалів. Нанорозмірні частинки володіють унікальними властивостями, відмінними від властивостей атомів і молекул, з яких вони складаються. На сьогодні досягнуто

значного прогресу в технології синтезу НРЧ. Створено цілу гаму НРЧ з нескінченно різноманітними за типом матеріалами, причому постійно виявляються нові практично з більшості елементів періодичної таблиці та їх сполук.

Рідкі кристали характеризуються мезоморфною фазою та поєднують у собі властивості як твердих тіл, так і рідин. Особливістю рідких кристалів є існування слабких дисперсійних сил між молекулами та їхня висока орієнтуюча здатність. Тому внесення наночастинок у рідкі кристали приводить до їх певної орієнтації та зміни під зовнішнім впливом.

Одним із перспективних напрямків досліджень є вивчення нанорозмірних частинок для модифікування оптичних та електрооптичних характеристик рідких

кристалів для створення на їх основі елементів пристроїв для реєстрації, обробки та представлення інформації.

Поєднання унікальних властивостей рідких кристалів та нанорозмірних частинок може забезпечити створення нових елементів пристроїв електронної техніки, в основі функціонування яких лежать ефекти орієнтації, переорієнтації під дією зовнішніх факторів, зокрема температури, оптичного та електромагнітного випромінювання тощо.

2. Аналіз літературних даних та постановка проблеми

Взаємодія лазерного випромінювання з металевими наночастинками викликає значний інтерес в останні роки через їх використання в нанорозмірній літографії [1], поверхневій спектроскопії [2], та в хімічних і біологічних сенсорах [3, 4]. Дослідження нелінійних ефектів проводять із використанням високо інтенсивного лазерного випромінювання, що досягається при використанні лазерів із імпульсним режимом генерації. При дослідженні нелінійних ефектів можна отримати інформацію про особливості взаємодії електромагнітної хвилі із досліджуванним матеріалом. У випадку нанорозмірних матеріалів із використанням методики z-сканування можливо визначити їх нелінійні показники, зокрема нелінійний показник заломлення та коефіцієнт поглинання.

Взаємодія лазерного випромінювання з металевими наночастинками спричиняє значне їх нанорозмірне відхилення, яке пояснюється загальним коливанням електронів у металевих наночастинках, відомим як локалізований поверхневий плазмонний резонанс (ЛППР). Контролюючи розміри, форму матеріалу нанорозмірної частинки та діелектричне середовище, що її оточує, можна контролювати умови виникнення резонансу у всьому видимому та ближньому інфрачервоному діапазоні [5]. Це можна використати в роботі оптичних сенсорів [4, 6].

На сьогодні дослідники рідких кристалів виділяють розвиток гібридних систем, які містять суміші рідких кристалів (РК) з малою концентрацією наночастинок або функціональних молекул для створення сильного нелінійного відгуку [7]. Однак використання високо інтенсивного лазерного випромінювання може спричинити структурні зміни у молекулярному впорядкуванні рідкокристалічних речовин. Нелінійні оптичні ефекти досліджувалися в золотих наночастинках, доданих до нематичних РК [8], і було показано, що золоті наночастинки можуть покращити нелінійний відгук [9].

Відомо, що наночастинки, введені до складу РК, дають змогу змінювати магнітні, електричні властивості РК, орієнтацією молекул у зовнішніх електричних і магнітних полях. Наприклад, значний вплив наночастинок Fe_3O_4 на енергію зчеплення нематичних РК було досліджено в роботах [11, 12], оскільки наночастинки відіграють важливу роль у структурних переходах рідких кристалів. Авторами в роботах [13–15] розглянуто вплив наночастинок магнетитів на оптичні характеристики холестеричних рідких кристалів при дії на таку систему шкідливих речовин (монооксиду вуглецю) і показана можливість створення матеріалів для первинного перетворювача оптичного сенсора газу.

Пропонується проводити дослідження нелінійного ефекту із використанням низько інтенсивного лазерного випромінювання у методиці z-сканування, для усунення впливу високо інтенсивного лазерного випромінювання. В статті представлено перший етап досліджень нелінійного ефекту для чистих нанорозмірних частинок золота перед їх впровадженням у холестеричний рідкокристалічний матеріал.

Золоті наночастинки можна легко синтезувати в різних органічних розчинниках із прецизійним контролем їхнього розміру, форми та поверхневого покриття. Як результат, вони служать ідеальною моделлю нанодомішки для оптоелектронних досліджень [10].

3. Мета та задачі дослідження

Метою дослідження є визначення нелінійних оптичних параметрів золотих нанострижнів, що надалі уможливіє їх використання як плазмонних нанодомішок під час легування холестеричних рідких кристалів у разі створення на їх основі композитного матеріалу для первинного перетворювача оптичних сенсорів шкідливих речовин. У роботі проведено спектроскопічні дослідження синтезованих золотих наночастинок. Досліджувались золоті наночастинки у формі стрижнів із різним співвідношенням діаметра до довжини. Для визначення нелінійних оптичних властивостей золотих наночастинок було застосовано метод z-сканування із використанням неперервного випромінювання He-Ne лазера. Отримано значення нелінійного показника заломлення та коефіцієнта поглинання для синтезованих золотих наночастинок.

Для досягнення поставленої мети необхідно вирішити наступні задачі:

- провести синтез нанорозмірних золотих нанострижнів із різним співвідношенням довжини до діаметру;
- провести спектральні дослідження синтезованих золотих нанострижнів;
- провести дослідження нелінійного ефекту із використанням z-сканування у випадку закритої та відкритої діафрагми;
- провести апроксимацію та визначити значення нелінійного показника заломлення та нелінійного коефіцієнта поглинання.

4. Особливості протікання плазмонного резонансу у металевих наночастинках

До оптичних властивостей наночастинок благородних металів (золота, срібла та ін.) відносять ЛППР. Це явище виникає, коли електромагнітне поле взаємодіє з електронами наночастинок та викликає їхнє когерентне коливання. У результаті з'являється сильна смуга поглинання у певній області електромагнітного спектра в залежності від розміру наночастинок. Довжина хвилі, на якій виникає резонанс, залежить від діелектричних властивостей, як металевої наночастинок, так і оточуючого її середовища. Оскільки умова резонансу та результуючого підсилення поля напряму корелюється з формою та розміром наночастинок, загальне

розуміння цього взаємозв'язку є вирішальним для його широкого використання [16].

Коли металева наночастинка зазнає дії електромагнітного поля, вона створює локалізовані поверхневі плазмони, що залежать від розміру наночастинки. Якщо металеву наночастинку поміщено в коливальне поле вхідного електромагнітного випромінювання, її електронна хмара починає коливатися (рис. 1) [16]. У разі субхвильової провідної наночастинки вигнута поверхня наночастинки викликає ефективне поновлення енергії цих електронів (аналогія з затухаючим, гармонічним осцилятором).

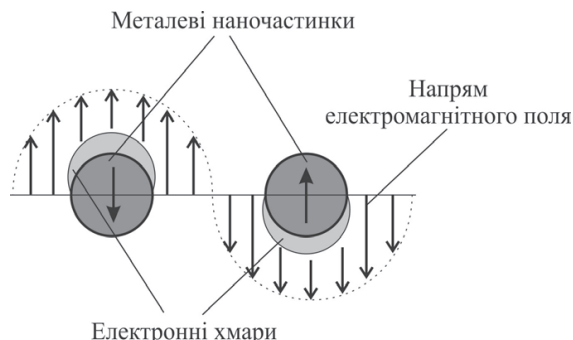


Рис. 1. Локалізований плазмонний резонанс у металевих наносферах

Як і в будь-якій коливальній системі, в наночастинках може виникнути резонанс, що приводить до посилення поля всередині та зовні наночастинки. Цей резонанс для золотих і срібних наночастинок лежить у видимій області електромагнітного випромінювання.

Для золотих нанострижнів, плазмонне поглинання розпадається на дві смуги, відповідно до коливальних вільних електронів вздовж та перпендикулярно до поздовжньої осі стрижня (рис. 2) [16].

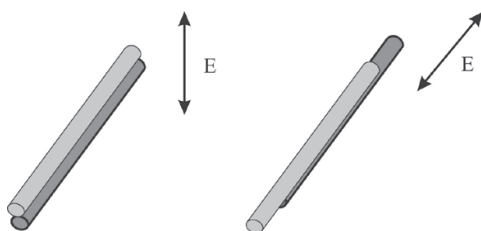


Рис. 2. Поперечні та поздовжні моди плазмонного резонансу в стрижнеподібних наночастинках

Поперечна мода (поперечний поверхневий плазмонний пік) показує наявність резонансу біля 520 нм, а резонанс поздовжньої моди (поздовжній поверхневий плазмонний пік) відбувається на більших довжинах хвиль і значною мірою залежить від співвідношення сторін нанострижня (рис. 3, а, б) [16]. Зі збільшенням співвідношення сторін, поздовжній пік зсувається в червону область. Для визначення оптичних властивостей золотих нанострижнів було запропоновано наближення до еліпсоїдів, яке визначається формулою Ганса (розширення теорії Мі), і придатне до застосування. Формулу Ганса [16] довільно орієнтованих видовжених еліпсоїдів у дипольному наближенні можна записати у вигляді:

$$\frac{\gamma}{N_p \cdot V} = \frac{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_m^{3/2}}{3 \cdot \lambda} \cdot \sum_{j=A}^c \frac{\left(\frac{1}{P_j^2}\right) \cdot \epsilon^2}{\left[\epsilon_1 + \left(\frac{1-P_j}{P_j}\right) \cdot \epsilon_m\right]^2 + \epsilon_2^2}, \quad (1)$$

де γ – коефіцієнт затухання, N_p – концентрація наночастинок, V – об'єм окремої наночастинки, λ – довжина хвилі, ϵ_m – діелектрична стала середовища, яке оточує наночастинку, ϵ_1 – дійсна ($n_2 - k_2$) і ϵ_2 – уявна ($2nk$) частини комплексної діелектричної функції наночастинок, n_2 – коефіцієнт відбивання, k_2 – коефіцієнт поглинання, P_j – геометричний фактор для видовжених еліпсоїдів вздовж А і В/С осей відповідно визначається:

$$P_A = \frac{1-e^2}{e^2} \cdot \left[\frac{1}{2 \cdot e} \cdot \ln\left(\frac{1+e}{1-e}\right) - 1 \right], \quad P_B = P_C = \frac{1-P_A}{2},$$

$$e = \left(\frac{l^2 - d^2}{l^2} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

де l – довжина еліпсоподібної наночастинки; d – діаметр еліпсоподібної наночастинки.

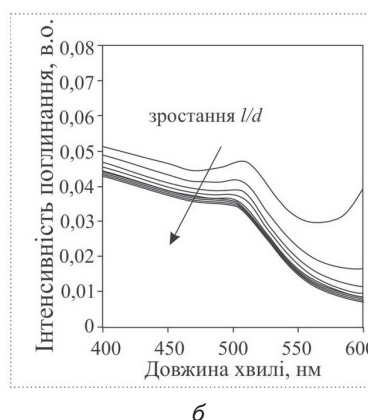
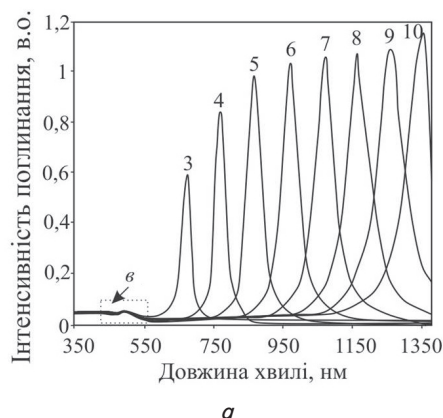


Рис. 3. Теоретичні спектри поглинання: а – спектри поглинання, розраховані з формул Ганса (1) для витягнутих еліпсоїдів із використанням оптичних даних для золота, де б цифри на спектральних кривих показують співвідношення сторін (l/d); б – масштабована область з незначними зміщенням у синю область поперечних піків плазмонного резонансу зі збільшенням співвідношення сторін (l/d) [16]

Цей резонанс можна змоделювати, використовуючи рівняння (3), що визначає зсув максимуму довжини хвилі поздовжнього поверхневого плазмонного резонансу ($\Delta\lambda_{\max}$) у присутності поглинаючих наночастинок [17]:

$$\Delta\lambda_{\max} = n \cdot \Delta n \cdot \left[1 - \exp\left(\frac{-2 \cdot d}{l_d}\right) \right], \quad (3)$$

де n – показник заломлення наночастинок, Δn – різниця у показнику заломлення, індукована поглинанням, d – ефективна товщина поглинаючого шару, l_d – характерна довжина загасання електромагнітного поля.

5. Дослідження спектральних залежностей синтезованих золотих нанострижнів та методика z-сканування

Для визначення інтенсивності лазерного випромінювання, що включає процес нелінійного заломлення, показник заломлення можна описати через відношення лінійного n_0 і нелінійного n_2 показників заломлення. Здатність до детектування процесу поглинання поверхнею наночастинок, що викликане зміщенням поздовжнього поверхневого плазмонного резонансу є ключовим принципом при створенні оптичних сенсорів.

$$n = n_0 + \frac{n_2}{2} \cdot |E|^2 = n_0 + n_2 \cdot I, \quad (4)$$

де E – пікове (максимальне) значення електричного поля; $I = \frac{1}{2} \cdot n_0 \cdot c \cdot \epsilon_0 \cdot E^2$ – інтенсивність лазерного променя в межах зразка. Для суто нелінійного процесу заломлення:

$$E_\alpha(z, r, t) = E(z, r=0, t) \cdot e^{-\frac{\alpha L}{2}} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(i \cdot \Delta\Phi_0(z, t))^m}{m!} \cdot \frac{w_{m0}}{w_m} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{w_m^2} - \frac{j \cdot k \cdot r^2}{2 \cdot R_m} - i \cdot \theta_m\right), \quad (5)$$

де $d=d_0-z$ – відстань від зразка до діафрагми, d_0 – відстань між фокусом і діафрагмою, i – ефективна товщина зразка, L – товщина зразка – фазовий зсув на осі у фокусі, коли $I_0(t)$ – інтенсивність на осі у фокусі. i малої діафрагми вираз для нормованої інтенсивності пропускання має вигляд:

$$T_N(z) \cong 1 + \frac{4 \cdot x}{(1+x^2) \cdot (9+x^2)} \cdot \Delta\Phi_0, \quad (6)$$

де $x=z/z_0$. Через цю простоту, цей вираз є корисним для корекції даних, і визначення величини n_2 . Коефіцієнт нелінійного поглинання β можна визначити за допомогою z-сканування у випадку відкритої діафрагми. У цьому випадку інтенсивність нормованого пропускання визначається:

$$T_N(z, A=1) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot q_0(z, 0)} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \ln(1 + q_0(z, 0) \cdot e^{-r^2}) dr, \quad (7)$$

$$\text{де } q_0(z, t) = \frac{q_0(t)}{1 + \frac{z^2}{z_0^2}} \text{ і } q_0(t) = \beta \cdot I_0(t) \cdot \frac{(1 - e^{-\alpha L})}{\alpha}.$$

Якщо нелінійне поглинання має місце одночасно з нелінійним заломленням, нелінійний коефіцієнт поглинання β можна визначити за допомогою z-сканування у випадку відкритої діафрагми, використовуючи рівняння (7). Знаючи β , для закритої діафрагми z-сканування, можна визначити нелінійний показник заломлення n_2 .

Проведено синтез золотих нанострижнів із використанням зародково-посередницького (seed-mediated) методу. Були отримані золоті нанострижні з різним співвідношенням діаметра наночастинок до її довжини l/d . Розмір наночастинок визначався двома методами. Перший із використанням методу трансмісійного електронного мікроскопу (ТЕМ-2010) (рис. 4, а-в), інший із отриманих спектрів поглинання із використанням формули Ганса (1).

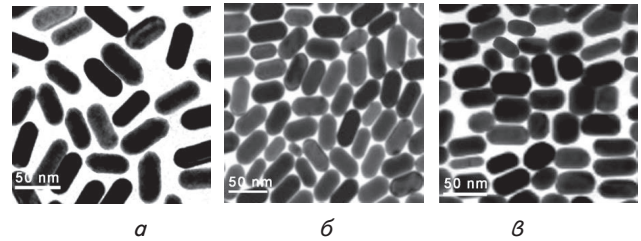


Рис. 4. ТЕМ світлин дослідних зразків золотих нанострижнів із різним l/d : а – 3,0; б – 2,4; в – 2,0

Як було зазначено вище, для визначення нелінійних показника заломлення та коефіцієнта поглинання використано метод однопроменевого z-сканування, який є було вибрано через простоту та чутливість вимірювання. Цей метод базується на перетворенні фазового зсуву викликаного нелінійним середовищем до амплітуди при поширенні лазерного випромінювання.

Схематичне зображення експериментальної установки для z-сканування подано на рис. 5. За допомогою лінзи лазерний промінь фокусується на $z=0$ площині, і пропускання нелінійного середовища через діафрагму, коли $z=+d_0$ (де d_0 – відстань між фокусом і діафрагмою), вимірюється як функція позиції зразка на осі z . У більшості робіт для досліджень золотих наночастинок в якості джерела лазерного випромінювання було використано випромінювання лазерів, які працюють у нано- та пікосекундному імпульсному режимі. Це пояснюється зменшенням впливу теплових ефектів на нелінійні оптичні вимірювання. Нами запропоновано використання випромінювання неперервного низькопотужного He-Ne лазера (0,63 мкм) для досліджень нелінійних оптичних параметрів золотих нанострижнів.

Експериментальні спектри поглинання синтезованих золотих нанострижнів представлені на рис. 6 із використанням спектрофотометра (USB-2000). Результати розрахунку розміру нанострижнів із використанням формули (1) представлені в табл. 1.

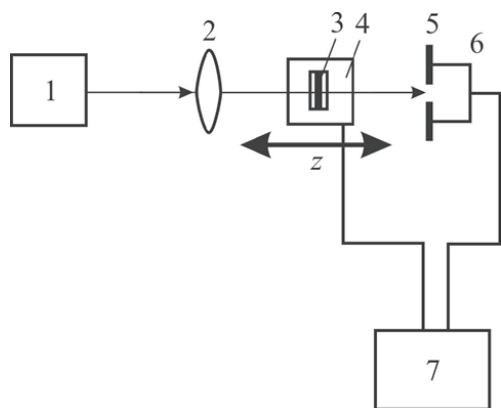


Рис. 5. Схема експериментальної установки для вимірювання методом z-сканування: 1 – He-Ne лазер; 2 – лінза; 3 – зразок, 4 – столик переміщення, 5 – діафрагма, 6 – фотодіод, 7 – комп’ютер

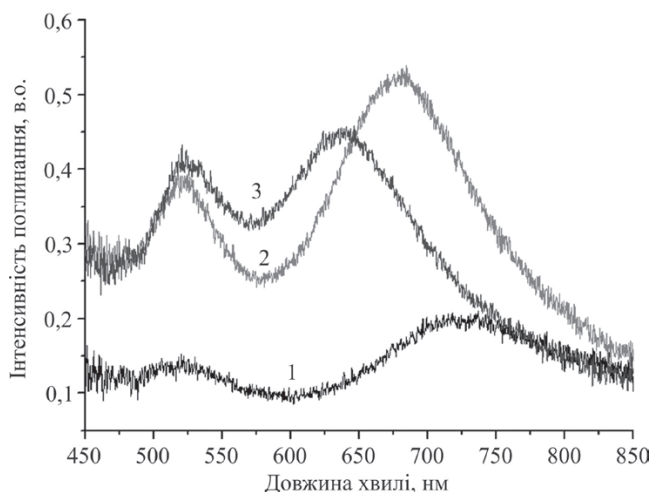


Рис. 6. Експериментальні спектри поглинання синтезованих золотих нанострижнів із різним l/d : 1 – 3,0; 2 – 2,4; 3 – 2,0

ментальні залежності для синтезованих трьох зразків мають схожий вигляд. Зокрема, на рис. 7, а, б представлено залежності нормованої інтенсивності пропускання лазерного випромінювання від положення $x=z_0/z$ для відкритої та закритої діафрагми при різних значеннях інтенсивності лазерного випромінювання для зразка із співвідношенням $l/d=2,4$.

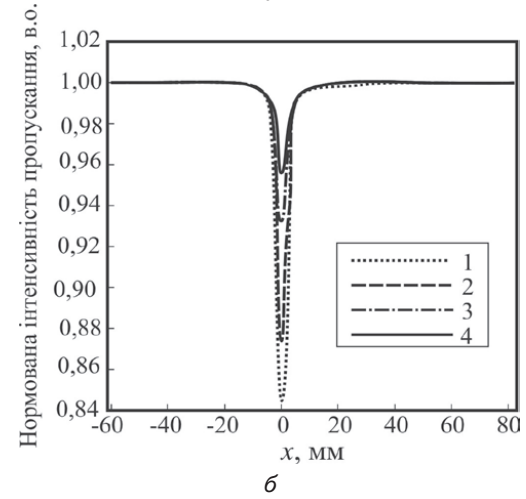
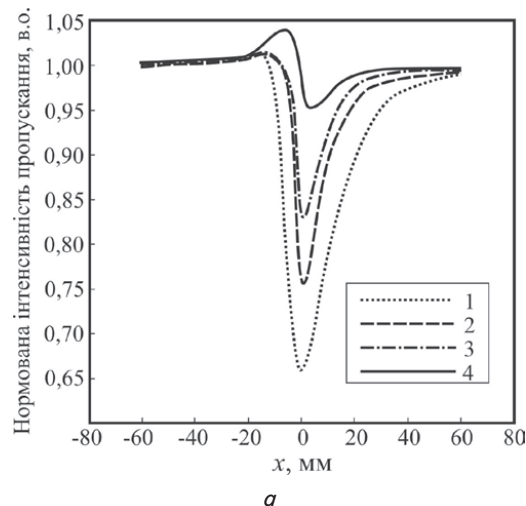


Рис. 7. Експериментальні залежності нормованої інтенсивності пропускання від положення $x=z_0/z$ у випадку а – закритої та б – відкритої діафрагми для зразка із $l/d=2,4$ та інтенсивності лазерного випромінювання: 1 – $4,40 \times 10^4$ Вт/м²; 2 – $3,57 \times 10^3$ Вт/м²; 3 – $2,13 \times 10^3$ Вт/м²; 4 – $3,82 \times 10^2$ Вт/м²

Таблиця 1

Результати розрахунку розміру нанострижнів із використанням формули Ганса (1)

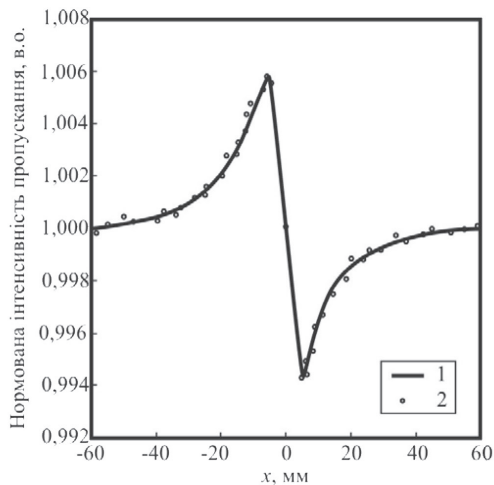
Зразок	Довжина хвилі поперечного плазмонного піку (l, нм)	Довжина хвилі повдовжнього плазмонного піку (l, нм)	Діаметр золотої наночастинки (d, нм)	Довжина золотої наночастинки (l, нм)	l/d
1	518,9	728,9	20	61,7	3,0
2	520,9	680,7	20	48,3	2,4
3	526,8	637,6	20	40,5	2,0

6. Особливості протікання нелінійного ефекту в золотих нанострижнях

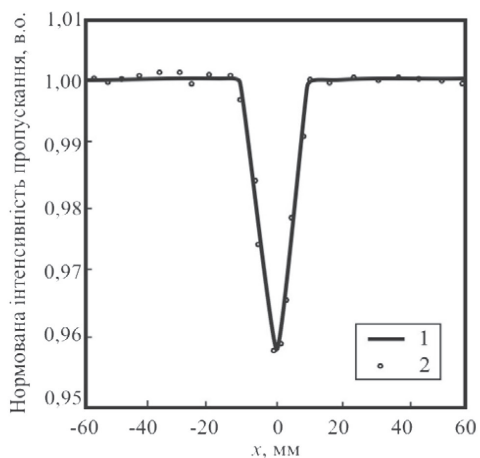
Було знято експериментальні залежності нормованої інтенсивності пропускання лазерного випромінювання від положення $x=z_0/z$ для відкритої та закритої діафрагми при різних значеннях інтенсивності лазерного випромінювання для трьох зразків. Всі експери-

Як видно із рис. 7, асиметрична природа кривих z-сканування пояснюється виключно наявністю термо-оптичної природи нелінійності, що характеризується високим нелінійним фазовим зсувом, більший за π . Також величина пропускання не встановлюється різко рівною 1 на іншій стороні фокальної області і крива z-сканування характеризується розмитістю замість різкого, як це видно у випадку електронної нелінійності. З метою усунення термо-оптичного впливу, було вибрано певну величину інтенсивності лазерного випромінювання при якій можна спостерігати рівномірну круту зміну кривих z-сканування, як до так і після фокусу, а отже можна оцінити саме електронну складову нелінійних процесів у золотих нанострижнях.

Було отримано залежності нормованої інтенсивності пропускання від положення $x=z/z_0$ для закритої та відкритої діафрагми, що дало змогу визначити нелінійні параметри золотих нанострижнів для трьох зразків. Математична обробка результатів була проведена в середовищі MatLab[®] із використанням формул (4), (5). На рис. 8, а, б показано експериментально отримані та теоретично змодельовані залежності для золотих нанострижнів у випадку закритої та відкритої діафрагми для зразка із $l/d=2,4$ і інтенсивності лазерного випромінювання $3,82 \times 10^2$ Вт/м².



а



б

Рис. 8. Теоретичні (1) та експериментальні (2) залежності нормованої інтенсивності пропускання для золотих нанострижнів у випадку а – закритої та б – відкритої діафрагми для зразка із $l/d=2,4$ та інтенсивності лазерного випромінювання $3,82 \times 10^2$ Вт/м²

У табл. 2 наведено розраховані із використанням формул (5, 6) значення для нелінійних показника заломлення та коефіцієнта поглинання трьох дослідних зразків.

Результати отриманих значень нелінійних показників будуть використанні при дослідженні впливу золотих нанострижнів на оптичні параметри холестеричних рідких кристалів під дією шкідливих речовин. Методом для визначення концентрації шкідливих речовин буде обрано метод апробований в роботі [15]. Дослідження особливостей протікання локалізованого плазмонного резонансу в золотих нанострижнях дає змогу використати його для збільшення чутливості до зміни оточуючого наночастинку діелектричного середовища, оскільки ця взаємодія відбувається на нанорівні. Це своєю чергою приводить до реєстрації змін у спектрі селективного відбивання холестеричних рідких кристалів і дає змогу визначити концентрацію шкідливих речовин (наприклад, пари ртуті).

Таблиця 2

Результати розрахунку нелінійних показника заломлення та коефіцієнта поглинання із використанням рівнянь (6, 7)

Зразок	Довжина хвилі повздовжнього поверхневого плазмонного піку (l, нм)	l/d	Нелінійний показник заломлення, $n_2 \times 10^{-6}$ (м ² /Вт)	Нелінійний коефіцієнт поглинання, $b \times 10^2$ (м/Вт)
1	728,9	3,0	3,27	8,03
2	680,7	2,4	2,50	7,27
3	637,6	2,0	2,06	6,83

7. Висновки

Проведено синтез золотих нанострижнів із різним співвідношенням довжини до їх діаметру із використанням зародково-посередницького (seed-mediated) методу.

Із спектральних досліджень золотих нанострижнів та теоретичного підходу Мі визначено розміри синтезованих нанорозмірних частинок золота, а саме діаметр нанорозмірних частинок становить 20 нм, а довжина 61,7; 48,3 та 40,5 нм.

При використанні методу z-сканування у випадку закритої та відкритої діафрагми, запропоновано використання низькоенергетичного випромінювання He-Ne-лазера для досліджень нелінійних властивостей золотих нанострижнів. Показано, що для протікання нелінійного процесу у золотих нанострижнях достатньо використання низько інтенсивного лазерного випромінювання до $3,82 \times 10^2$ Вт/м².

Отримані результати, а саме значення нелінійного показника заломлення та нелінійного коефіцієнта відбивання пропонується використати для подальших досліджень композитів на основі холестеричних рідких кристалів із золотими нанострижнями як матеріалу первинного перетворювача оптичного сенсора шкідливих речовин, та встановлення впливу плазмонного резонансу на спектральні характеристики холестеричних рідких кристалів при дії шкідливих речовин.

Література

1. 1. Srituravanich, W. Plasmonic nanolithography [Text] / W. Srituravanich, N. Fang, C. Sun, Q. Luo, X. Zhang // Nano Letters. – 2004. – Vol. 4, Issue 6. – P. 1085–1088. doi: 10.1021/nl049573q

2. Haes, A. J. Plasmonic materials for surface-enhanced sensing and spectroscopy [Text] / A. J. Haes, C. L. Haynes, A. D. McFarland, S. Zou, G. C. Schatz, R. P. Van Duyne // *MRS Bulletin*. – 2005. – Vol. 30, Issue 5. – P. 368–375. doi: 10.1557/mrs2005.100
3. Haes, A. J. A unified view of propagating and localized surface plasmon resonance biosensors [Text] / A. J. Haes, R. P. Van Duyne // *Analytical and Bioanalytical Chemistry*. – 2004. – Vol. 379, Issue 7-8. – P. 920–930. doi: 10.1007/s00216-004-2708-9
4. Haes, A. J. Nanoparticle optics: sensing with nanoparticle arrays and single nanoparticles [Text] / A. J. Haes, A. D. Mc Farland, R. P. Van Duyne // *Proc. SPIE-Int. Soc. Opt. Eng.* – 2003. – Vol. 5223. – P. 197–207.
5. Kelly, K. L. The optical properties of metal nanoparticles: the influence of size, shape, and dielectric environment [Text] / K. L. Kelly, E. Coronado, L. Zhao, G. C. Schatz // *The Journal of Physical Chemistry B*. – 2003. – Vol. 107, Issue 3. – P. 668–677. doi: 10.1021/jp026731y
6. Haes, A. J. A nanoscale optical biosensor: the long range distance dependence of the localized surface plasmon resonance of noble metal nanoparticles [Text] / A. J. Haes, S. Zou, G. C. Schatz, R. P. Van Duyne // *The Journal of Physical Chemistry B*. – 2004. – Vol. 108, Issue 1. – P. 109–116. doi: 10.1021/jp0361327
7. Podoliak, N. High Optical Nonlinearity of Nematic Liquid Crystals Doped with Gold Nanoparticles [Text] / N. Podoliak, D. Bartzczak, O. Buchnev, Antonios G. Kanaras, M. Kaczmarek // *The Journal of Physical Chemistry C*. – 2012. – Vol. 116, Issue 23. – P. 12934–12939. doi: 10.1021/jp302558c
8. Ouksova E. Strong Cubic Optical Nonlinearity of Gold Nanoparticles Suspension in Nematic Liquid Crystal [Text] / E. Ouksova, D. Lysenko, S. Ksondzyk, L. Cseh, G. H. Mehl, V. Reshetnyak, Y. Reznikov // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. – 2011. – Vol. 545, Issue 1. – P. 1347–1356. doi: 10.1080/15421406.2011.568883
9. Khoo, I. C. Photorefractive CdSe and gold nanowire-doped liquid crystals and polymer-dispersed-liquid-crystal photonic crystals [Text] / I. C. Khoo, Y. Z. Williams, B. Lewis, T. Mallouk // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. – 2005. – Vol. 446, Issue 1. – P. 233–244. doi: 10.1080/15421400500377610
10. Pratibha, R. Tunable optical metamaterial based on liquid crystal-gold nanosphere composite [Text] / R. Pratibha, K. Park, I. Smalukh, W. Park // *Optic Express*. – 2009. – Vol. 17, Issue 22. – P. 19459–19469. doi: 10.1364/oe.17.019459
11. Arantes, F. R. Magnetic behavior of 10 nm-magnetite particles diluted in lyotropic liquid crystals [Text] / F. R. Arantes, N. A. M. Figueiredo, D. R. Cornejo // *Journal of Applied Physics*. – 2011. – Vol. 109, Issue 7. – P. 07E315. doi: 10.1063/1.3549616
12. Mitróová, Z. Structural transitions in nematic liquid crystals doped with magnetite functionalized single walled carbon nanotubes [Text] / Z. Mitróová, M. Koneracká, M. Timko, J. Jadzyn, I. Vávra, N. Éber, K. Fodor-Csorba, T. Tóth-Katona, A. Vajda, P. Kopčanský // *Physics Procedia*. – 2010. – Vol. 9. – P. 41–44. doi: 10.1016/j.phpro.2010.11.011
13. Aksimentyeva, O. Cholesteric Liquid Crystal Doped by Nanosize Magnetite as an Active Medium of Optical Gas Sensor [Text] / O. Aksimentyeva, Z. Mykytyuk, A. Fechan, O. Sushynskyy, B. Tsizh // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. – 2014. – Vol. 589, Issue 1. – P. 83–89. doi: 10.1080/15421406.2013.872354
14. Hotra, Z. Sensitive Element of Carbon Monoxide Sensor Based on Liquid Crystals Doped by Nanosized Fe [Text] / Z. Hotra, Z. Mykytyuk, O. Sushynskyy, O. Shymchyshyn, V. Petryshak // *Annual Journal of Electronics*. – 2012. – Vol. 6. – P. 99–102.
15. Готра, З. Ю. Оптикоелектронний сенсор монооксиду вуглецю на основі холестеричного рідкого кристала легованого магнетитом Fe₂O₃ [Text] / З. Ю. Готра, М. В. Вісьбак, З. М. Микитюк, О. Є. Сушинський, Т. В. Пристай // *Міжнародний науково-технічний журнал, Оптико-електронні інформаційно-енергетичні технології*. – 2013. – № 1 (25). – С. 94–100.
16. Sharma, V. Colloidal dispersion of gold nanorods: Historical background, optical properties, seed-mediated synthesis, shape separation and self-assembly [Text] / V. Sharma, K. Park, M. Srinivasarao // *Materials Science and Engineering*. – 2009. – Vol. 65, Issue 1-3. – P. 1–38. doi: 10.1016/j.mser.2009.02.002
17. Whitney, A. V. Localized surface plasmon resonance nanosensor: a high-resolution distance-dependence study using atomic layer deposition [Text] / A. V. Whitney, J. W. Elam, S. Zou, A. V. Zinovev, P. C. Stair, G. C. Schatz, R. P. Van Duyne // *The Journal of Physical Chemistry B*. – 2005. – Vol. 109, Issue 43. – P. 20522–20528. doi: 10.1021/jp0540656
18. Hong-Mei, G. Intensity-dependent optical nonlinear absorption and refraction of gold nanorods [Text] / G. Hong-Mei, Z. Zhang-Kai, X. Si, S. Hao, S. Xiong-Rui, L. Min, W. Qu-Quan // *Chinese Physics Letters*. – 2007. – Vol. 24, Issue 12. – P. 3443–3436. doi: 10.1088/0256-307x/24/12/042